

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**FARKLI ALAŞIM ORANLARINDA AlInGaN DÖRTLÜ
YAPILARIN TRANSPORT ÖZELLİKLERİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ASLI BARAN

BALIKESİR, AĞUSTOS - 2018

**T.C.
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI**



**FARKLI ALAŞIM ORANLARINDA AlInGaN DÖRTLÜ
YAPILARIN TRANSPORT ÖZELLİKLERİ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ASLI BARAN

Jüri Üyeleri : Prof. Dr. Ali TEKE (Tez Danışmanı)

Doç. Dr. Remziye TÜLEK

Doç. Dr. Tarık ASAR

BALIKESİR, AĞUSTOS - 2018

KABUL VE ONAY SAYFASI

ASLI BARAN tarafından hazırlanan “FARKLI ALAŞIM ORANLARINDA AlInGaN DÖRTLÜ YAPILARIN TRANSPORT ÖZELLİKLERİ” adlı tez çalışmasının savunma sınavı 03.08.2018 tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen jüri tarafından oy birliği ile Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Danışman
Prof. Dr. Ali TEKE

Üye
Doç.Dr. Remziye TÜLEK

Üye
Doç. Dr. Tarık ASAR



Jüri üyeleri tarafından kabul edilmiş olan bu tez Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulunca onanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

Prof. Dr. Necati ÖZDEMİR

.....

ÖZET

**FARKLI ALAŞIM ORANLARINDA ALINGAN DÖRTLÜ YAPILARIN
TRANSPORT ÖZELLİKLERİ
YÜKSEK LİSANS TEZİ
ASLI BARAN
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI
(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. ALİ TEKE))**

BALIKESİR, AĞUSTOS - 2018

Bu tez çalışmasında, Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirmesi (MOCVD) yöntemiyle safir (Al_2O_3) alttaş üzerine iki farklı alaşım oranına sahip (A ve B kodlu) $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}/\text{GaN}$ heteroyapıların transport özellikleri incelendi. Sıcaklığa bağlı Hall etkisi ölçümü için örneklerin Van der Pauw geometrisinde fabrikasyonu yapıldı. Hall etkisi ölçümleri 12-350 K aralığında ölçüldü. Kısaca SPCEM olarak adlandırılan ayırıştırma yöntemi ile iki ve üç boyutlu iletim kanalları ayırıştırılarak sıcaklığa bağlı Hall mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunlukları elde edildi. SPCEM ile ayırıştırılan İki Boyutlu Elektron Gazına ve bulk iletim kanalındaki taşıyıcılara ait Hall mobilitelerini sınırlayan saçılma mekanizmalarını incelemek için akustik fonon, optik fonon, alaşım, dislokasyon (üç boyutta) iyonize safsızlık (üç boyutta) ve ara yüzey pürüzlülüğü (IFR) gibi temel saçılmalar göz önüne alınarak deneysel sonuçlar yorumlandı. Bu yorumları desteklemek için incelenen örneklerin enerji bant profilleri, bağlı enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları ile birlikte taşıyıcı yoğunlukları 1-boyutta lineer olmayan kendi içinde uyumlu Schrödinger-Poisson denklemlerinin çözümlerini yapan Nextnano paket program ile simüle edilerek elde edildi. Örneklerin mobilite değerleri oldukça küçük (A örneği için 232 ve B örneği için 216 $\text{cm}^2/\text{V.s}$) olduğu gözlemlendi. Her iki örnekte de mobilitayı sınırlayan ana saçılma mekanizmasının IFR olduğu tespit edildi. A örneğinin mobilitesinin sıcaklık bağımlılığı ağırlıklı olarak 2B transport davranışı gösterirken, B örneğinde özellikle düşük sıcaklıklarda bulk iletiminin toplam iletme katkısının olduğu görüldü.

ANAHTAR KELİMELELER: AlInGaN, transport, mobilite, saçılma mekanizmaları.

ABSTRACT

TRANSPORT PROPERTIES OF DIFFERENT ALLOY COMPOSITION OF ALINGAN QUTERNARY STRUCTURES

MSC THESIS

ASLI BARAN

BALIKESIR UNIVERSITY INSTITUTE OF SCIENCE

PHYSICS

(SUPERVISOR: PROF. DR. ALI TEKE)

BALIKESİR, AUGUST 2018

In this thesis, transport properties of different alloy composition $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}/\text{GaN}$ two heterostructures (A and B codes) grown on sapphire (Al_2O_3) by Metal Organic Chemical Vapor Deposition (MOCVD) were investigated. Samples were fabricated in Van der Pauw geometry for temperature dependent Hall effect measurements. Hall effect measurements were taken between 12-350 K. Simple Parallel Conduction Extraction Method (SPCEM) was used to extract the temperature dependent mobilities and carrier densities of two dimensional (2D) and bulk (3D) channels. By using SPCEM results, experimental results were interpreted by considering basic scattering mechanisms acoustic phonons, optical phonons, alloy disorder, dislocation (for bulk), ionized impurity (for bulk) and interface roughness (IFR) scatterings that limits Hall mobility. In order to support these interpretations for investigated samples, the energy band profiles, coupled energy levels, wavefunctions and carrier densities were calculated by using Nextnano package program which solves 1 dimension nonlinear-consistent Schrödinger-Poisson equation. The mobility values of the samples were observed to be quite small ($232 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ for sample A and $216 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ for sample B). In both samples, it was determined that the main scattering mechanism that limits mobility was the IFR. It was observed that, temperature dependent of mobility of sample A was dominantly 2D transport behavior, while in sample B it was the total transport contribution of bulk transport, especially at low temperatures.

KEYWORDS: AlInGaN, transport, mobility, scattering mechanisms.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	Hata! Yer işareti tanımlanmamış.
ABSTRACT	Hata! Yer işareti tanımlanmamış.
İÇİNDEKİLER	iii
ŞEKİL LİSTESİ	iv
TABLO LİSTESİ	v
SEMBOL LİSTESİ	vi
ÖNSÖZ.....	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. DENEYSEL YÖNTEMLER	4
2.1 Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirmesi (MOCVD) Yöntemi.....	4
2.2 Hall Ölçüm Tekniği	4
3. ELEKTRON TRANSPORTU VE SAÇILMA MEKANİZMALARI	7
3.1 Basit Paralel İletim Ayrıştırma Yöntemi (SPCEM)	8
3.2 Saçılma Mekanizmaları	9
3.2.1 Ara Yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılma.....	10
3.2.2 Akustik Fonon Saçılması	11
3.2.3 Optik Fonon Saçılması.....	13
3.2.4 Alaşım Saçılması	13
3.2.5 Dislokasyon Saçılması (3D)	14
3.2.6 İyonize Safsızlık Saçılması (3D)	15
4. Deneysel Detaylar	17
4.1 Deneysel Sonuçlar ve Hesaplar	17
5. SONUÇ VE ÖNERİLER	25
6. KAYNAKLAR.....	27

ŞEKİL LİSTESİ

Sayfa

Şekil 2.1: Van der Pauw geometrisine göre (a) öz direnç ve (b) Hall etkisi ölçümü.....	5
Şekil 4.1: A ve B örneklerinin şematik gösterimi.....	17
Şekil 4.2: A ve B örnekleri için mobilite ve taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı grafiği.	18
Şekil 4.3: A örneğinin SPCEM ile ayrıştırılan mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu. ...	19
Şekil 4.4: B örneğinin SPCEM ile ayrıştırılan mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu.....	20
Şekil 4.5: A örneği için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen Hall mobilitelerin sıcaklığa bağlı karşılaştırılması.	21
Şekil 4.6: B örneği için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen Hall mobilitelerin sıcaklığa bağlı karşılaştırılması	22
Şekil 4.7: A örneği için hesaplanan enerji bant profili, dalga fonksiyonu ve taşıyıcı yoğunluğunun uzaysal dağılımı.....	23
Şekil 4.8: B örneği için hesaplanan enerji bant profili, dalga fonksiyonu ve taşıyıcı yoğunluğunun uzaysal dağılımı.....	24

TABLO LİSTESİ

	<u>Sayfa</u>
Tablo 3.1: Teorik hesaplarda kullanılan GaN parametreleri.....	16
Tablo 5.1: Örnek A ve B için düşük ve oda sıcaklık değerlerinde mobiliteleri, tabaka taşıyıcı yoğunlukları ve tabaka dirençleri.....	25

SEMBOL LİSTESİ

ϵ_0 : Boşluğun di elektrik sabiti

μ : Mobilite

e : Elektron yükü

k_B : Boltzmanın sabiti

T : Sıcaklık

n_s : 2 BEG taşıyıcı yoğunluğu

E_g : Bant enerji aralığı

k : Elektron dalga vektörü

m^* : Elektronun etkin kütlesi

L : Kuantum kuyu genişliği

V : Voltaj

I : Elektrik akımı

\hbar : İndirgenmiş Planck sabiti

ÖNSÖZ

Bu çalışma süresince bilgi ve tecrübesiyle bana yol gösteren değerli hocam Prof. Dr. Ali TEKE' ye teşekkür ederim.

Katkılarından dolayı Prof. Dr. Sibel GÖKDEN'e ve Doç. Dr. Remziye TÜLEK'e teşekkür ederim.

Bilkent Üniversitesi Nanoteknoloji ve Araştırma Merkezinde üretilen örnekler için Prof. Dr. Ekmel Özbay ve Prof. Dr. Engin ARSLAN'a ve çalışma arkadaşlarına teşekkür ederim.

1. GİRİŞ

Al(In)GaN/(In)GaN- tabanlı yüksek elektron mobiliteli transistorler (HEMT), yüksek frekanslı ve yüksek güçlü mikrodalga uygulamalar için aranan geniş bant aralığı, yüksek dielektrik kırılma alanı, iyi bir termal iletkenlik, kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyon alanı gibi önemli fiziksel özelliklere sahiptir [1]. Aygıtların performansı yapısal kaliteye ve heteroyapıların dizaynına bağlı olup, aygıt performansı üzerine çok sayıda çalışma yapılmaktadır. Aygıtların performansını geliştirmek için HEMT tabanlı nitrürlerde Al bariyer oranını arttırmak [2], bariyer ile kuyu arasına ince AlN tabaka yerleştirmek [3,4], GaN kanal yerine InN kanal kullanmak [5,6], AlGaN yerine AlInN bariyer kullanmak [7-16], çift kuantum kuyusu [17-19], farklı kalınlıkta buffer tabakası [20] gibi alternatifler literatürde mevcuttur. En iyi çalışılan yapılardan bir tanesi kendiliğinden ve piezoelektrik polarizasyondan arayüzeyde oluşan AlGaN/GaN iki boyutlu electron gazı (2BEG) olmuştur. Büyütme ve dizayn parametrelerinde yapılan optimizasyonlarla AlGaN/GaN HEMT'lerin performansında önemli başarı elde edilmiştir [14]. Örneğin AlGaN/GaN arayüzeyine ince bir AlN tabaka yerleştirilerek taşıyıcı yoğunluğunun artırılması ve 2BEG da alaşım saçılması azaltılarak daha iyi taşıyıcı hapsedimesi sağlanmıştır. Tasarım parametresi olarak Al oranı yüksek olduğunda polarizasyon kaynaklı yük yoğunluğu ve kanala taşıyıcı hapsedilmesi artırılır. Bununla beraber AlGaN bariyerindeki Al oranı 30% dan fazla olursa tabaka kalitesi kötüleşerek elektron mobilitelerini azaltır. Yapılan çalışmalar arasında, AlGaN/GaN tabanlı HEMT ler de tipik olarak yüksek elektron mobilitesi $1600 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, yüksek elektron yoğunluğu $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ve iki boyutlu tabaka direnci $250 \Omega/\text{sqr}$ elde edilmiştir [21]

Kuzmik'in önerisinden sonra AlGaN yerine alternatif olarak AlInN bariyer tabakası kullanılarak HEMT yapıların performansı geliştirilmeye başlanmıştır. AlInN bariyerin kullanılmasının avantajı, alaşım oranını ayarlayarak örgü veya polarizasyon uyumlu heteoyapılar elde etmektir. In oranı 18% olarak ayarlandığında alaşım ve GaN örgü uyumlu olmaktadır (Şekil 1.1). Bu yapılarda gerilme (strain) ve piezoelektrik plarizasyon sıfır olduğunda polarizasyon yükü tamamen kendiliğinden polarizasyondan kaynaklanmaktadır. AlInN bariyer tabakalı HEMT lerde AlGaN

bariyerli tabakalardan daha fazla taşıyıcı yoğunluğu sağlanması öngörülmektedir. Eğer mobilite değeri bir önceki seviyelerde olursa AlInN tabanlı aygıtlarda iletkenlik performansı daha yüksek olabilir ve yüksek güç ve yüksek frekanslı transistörler elde edilebilir. Bununla beraber AlN ve InN tabakaların farklı büyütme sıcaklıkları gerektirmesi AlInN tabanlı yapı büyütülmesinde büyük zorluklar oluşturmaktadır. Ayrıca, AlInN oluşumunda kompozisyon değişiminin kontrolü oldukça zordur. Buna rağmen literatürde AlInN ve AlInN heteroeklem ve kuantum kuyulu yapıların başarılı ve yeterli kalitede büyütülebildikleri çalışmaların hızlı bir şekilde arttığı görülmektedir. Son yıllarda Gonschorek ve arkadaşları katkısız ve yaklaşık örgü uyumlu AlInN/AlN/GaN HEMT yapıdan $1170 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ mobilite değeri ve $2.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ yoğunluklu 2BEG elde etmişlerdir [10]. Bu çalışmada iki boyutlu tabaka direnci $210 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ olarak yayınlanmıştır. Benzer şekilde Tülek ve arkadaşları yaklaşık örgü uyumlu AlInN bariyer tabakasından $4.23 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ değerinde yüksek elektron yoğunluğuna karşılık $812 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ mobilite değeri elde etmişler ve çalışmada iki boyutlu tabaka direnci $182 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ olarak elde edilmiştir [14].

Daha sonra bariyer ve kuyu arasına farklı kalınlıklarda AlN ara tabaka konularak iki boyutlu elektron gazında alaşım saçılması azaltılıp taşıyıcı yoğunluğunun daha iyi hapsolmesi sağlanmıştır [14,15]. Başka bir alternatif ise çift kuantum kuyu yapılar olmuştur [17-19]. Zhang ve arkadaşları yaptıkları çalışmada, çift kanallı AlInN/GaN heteroyapılarda tek kanallı yapılara göre daha yüksek mobilite ve daha düşük tabaka direnci elde etmişlerdir. Yaptıkları çalışmada oda sıcaklığında $1570 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ electron mobilitesi ve $222 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ tabaka direnci elde etmişlerdir[17].

Son zamanlarda GaN tabanlı yüksek electron mobiliteli transistörler için geleneksel AlGaIn/GaN, AlInN/GaN heteroyapılar yerine yüksek polarizasyon yük yoğunluğundan dolayı AlInGaIn dörtlü bariyer içeren AlInGaIn/GaN heteroyapılar çalışılmaya başlanmıştır [22-33]. AlInGaIn dörtlü alaşımların AlGaIn gibi üçlü alaşımlara göre daha iyi karıştırma özelliğine olmasından dolayı yüksek mobilite değerlerine sahip olması öngörülmektedir [23]. Başlangıçta yapılan çalışmalarda iyi sonuçlar elde edilememesine rağmen heteroyapıların dizaynına bağlı olarak arayüzey kalitesinin artması ve alttabaka olarak Si kullanılması ile cihaz performansında başarılar elde edilmiştir. Alaşım kompozisyonlarına göre oda

sıcaklığında, $\text{Al}_{0.72}\text{In}_{0.11}\text{Ga}_{0.17}\text{N}$ için $2200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [26], $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.13}\text{Ga}_{0.04}\text{N}$ için $1770 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [27], $\text{Al}_{0.12}\text{In}_{0.006}\text{Ga}_{0.874}\text{N}$ için $1318 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [28], $\text{Al}_{0.3}\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.68}\text{N}$ için $878 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [29], $\text{Al}_{0.22}\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$ için $689 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [22] electron Hall mobiliteleri rapor edilmiştir. Jie Zhang ve arkadaları yaptıkları çalışmada Si üzerine, AlInGaN bariyer ile GaN kuyu arasına AlN ara tabaka yerleştirerek alaşım saçılmasını en aza indirmiş ve oda sıcaklığında $1680 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ve 77 K 'de $8260 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ mobilite değeri elde etmişlerdir [31]. Bu çalışmalarında $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ değerinde yüksek electron tabaka taşıyıcı yoğunluğu ve oda sıcaklığında $186 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ ve 77 K 'de $37 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ değerinde son derece düşük tabaka direnci rapor etmişlerdir.

Bu çalışmada, $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.09}\text{Ga}_{0.03}\text{N}/\text{GaN}$ (A örneği) ve $\text{Al}_{0.69}\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.03}\text{N}/\text{GaN}$ (B örneği) farklı alaşım oranlarına sahip iki adet örneğin transport özellikleri çalışıldı. MOCVD yöntemiyle safir üzerine büyütülen örneklerin Hall ölçümleri Van der Pauw geometrisinde sıcaklığa bağlı olarak ($12\text{-}350 \text{ K}$) alındı. Hall datalarına SPCEM uygulanarak iki boyutlu ve bulk taşıyıcı yoğunlukları ve mobiliteleri ayrıştırıldı. SPCEM'den elde edilen veriler kullanılarak saçılma mekanizmaları incelendi. Elektronun Hall mobilitesi üzerine saçılma mekanizmalarının etkisini incelemek için akustik fonon, optik fonon, alaşım, dislokasyon, iyonize safsızlık ve arayüzey pürüzlülüğünden (IFR) kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınarak deneysel sonuçlarla birlikte yorumlandı. Bu yorumları desteklemek için incelenen örneklerin enerji bant profilleri, bağlı enerji seviyeleri ve dalga fonksiyonları ile birlikte taşıyıcı yoğunlukları 1-boyutta Self-uyumlu Schrödinger denklemlerinin çözümlerini yapan Nextnano paket program ile simüle edilerek elde edildi.

2. DENEYSEL YÖNTEMLER

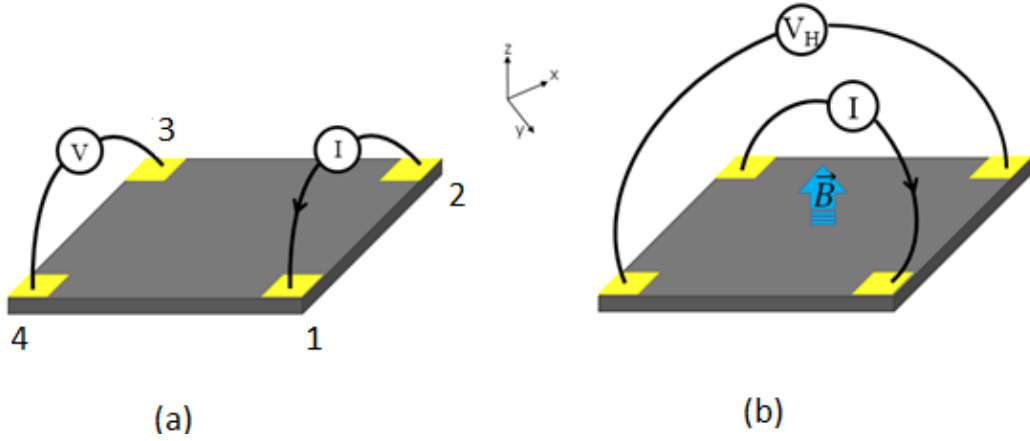
2.1 Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirmesi (MOCVD) Yöntemi

MOCVD; bir alttabaka üzerine çoklu epitaksiyel tabakaların nanometre boyutlarında büyütülmesi amacıyla kullanılan bir kimyasal buhar biriktirme yöntemidir. MOCVD yöntemi özellikle çok yüksek kalitede ve çok yüksek saflıkta nitrür malzemelerinin büyütülmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır [1].

2.2 Hall Ölçüm Tekniği

Hall etkisi ölçüm tekniği yarıiletkenlerin elektrik özelliklerini belirlemede en çok kullanılan deneysel tekniklerden biridir. Bu teknikle yarıiletken maddelerin taşıyıcı yoğunlukları, yük taşıyıcılarının tipi, öziletkenliği ve mobilitesi belirlenebilir. Geniş bir sıcaklık aralığında elde edilen Hall etkisi ölçümlerinin deneysel verilerinden, yarıiletkenlerin safsızlıkları, kusurları, ve saçılma mekanizmaları hakkında da bilgi elde edilebilir. Hall etkisi ölçümlerinde basit Hall-bar ve Van der Pauw geometrisi olmak üzere iki farklı kontak konfigürasyonu kullanılmaktadır. Bu tez çalışmasında Hall etkisi ölçümleri Van der Pauw geometrisine sahip örnekler üzerinde yapılmıştır.

Van der Pauw geometrisinde örnekler kare şekline olup köşelerinde dört tane omik kontak vardır (Şekil 2.1). Örneğin alanından çok küçük seçilen dört kontakın herhangi ikisi arasına, ölçüm sırasında sıcak elektron etkisini azaltmak için yaklaşık $10 \mu\text{A}$ ile $100 \mu\text{A}$ arasında küçük ve sabit bir akım uygulanır. Örneğin yüzeyine dik olarak 0.5 T büyüklüğünde düzgün bir manyetik alan uygulanarak kalan diğer iki kontak arasındaki voltaj farkı ölçülür. Ölçümden ve sistemden kaynaklanabilecek hata payını en aza indirmek için akım ve manyetik alan ters yönlerde uygulanır ve her farklı durumda ölçülen değerlerin ortalaması alınarak hesaplanır. Bu çalışmada Hall etkisi ölçümleri 12 K ile 350 K arasındaki sıcaklıklarda ve karanlıkta yapılmıştır.



Şekil 2.1 Van der Pauw geometrisine göre (a) öz direnç ve (b) Hall etkisi ölçümü.

Özdirenç ölçümlerinde, Şekil 2.1(a)'da gösterildiği gibi akımın geçirildiği ve voltajın okunduğu doğrultu birbirine paralel olmalıdır. Özdirenç ölçümlerinin amacı, levha direnci R_S 'yi belirlemektir. Van der Pauw ölçümlerinde, R_A ve R_B olmak üzere iki ana karakteristik direnç vardır. Karakteristik iki direnci gözlemleyebilmek için 1 ve 2 no'lu kontaklar arasına akım uygulanarak 3 ve 4 nolu kontaklar arasındaki potansiyel farkı ölçülür. Daha sonra, 2 ve 3 nolu kontaklar arasına akım uygulayarak 1 ve 4 nolu kontaklar arasındaki potansiyel farkı ölçülür. R_A ve R_B aşağıdaki denklem yardımıyla hesaplanır.

$$R_A = V_{43}/I_{12} \text{ and } R_B = V_{14}/I_{23} \quad (2.1)$$

Buradan Van der Pauw denklemi ile levha direnci R_S sayısal yöntemle hesaplanır.

$$\exp(-\pi R_A/R_S) + \exp(-\pi R_B/R_S) = 1 \quad (2.2)$$

d örneğin kalınlığı olmak üzere, elektriksel özdirenç ρ aşağıdaki denklem kullanılarak hesaplanır.

$$\rho = R_s d. \quad (2.3)$$

Şekil 2.1(b)'de gösterdiği gibi manyetik alan uygulandığında ise akım kanalı ve Hall voltajının okunduğu doğrultu birbirine dik olacak şekilde ölçümler alınır. Bu ölçümlerin amacı Hall voltajı V_H yi ölçerek taşıyıcı yoğunluğu n_s 'yi ve taşıyıcı mobilitesi μ 'yi hesaplamaktır. Hall voltajı V_H 'yi ölçmek için I akımı çapraz durumdaki 1 ve 3 no'lu kontak çiftine uygulanır. Geriye kalan 2 ve 4 no'lu kontaklardan Hall voltajı $V_H (= V_{24})$ ölçülür. Hall voltajı ölçüldükten sonra taşıyıcı yoğunluğu aşağıdaki denklem ile hesaplanır.

$$n_s = IB/q|V_H| \quad (2.4)$$

burada I uygulanan akım, B uygulanan manyetik alan ve q elektronun yüküdür. Elektron mobilitesi ise aşağıda verilen denklem ile hesaplanır.

$$\mu_H = \frac{4 \ln 2}{\pi B \left(\frac{V_{34}}{I_{12}} + \frac{V_{23}}{V_{41}} \right)} \frac{V_{24}}{I_{13}} \quad (2.5)$$

Direnç ve Hall ölçümleri yapılırken ölçüm hassasiyetini arttırmak için, omik kontakların kalitesi ve boyutları, örneğin üniformluğu ve kalınlığının tam olarak belirlenmesi, sıcaklığın üniform olmamasından kaynaklanan termomanyetik etkileri, karanlık ortamlarda ölçümler yapılarak minimuma indirilmesine rağmen fotoiletkenlik ve fotovoltatik etkilerin dikkate alınması gibi hususlara önem verilmesi gerekmektedir [34].

3. ELEKTRON TRANSPORTU VE SAÇILMA MEKANİZMALARI

Yarıiletken malzemenin direnci, buna bağlı olarak iletkenliği taşıyıcı yoğunluğuna ve taşıyıcıların yapı içerisindeki hareketliliğine bağlıdır. Taşıyıcıların, uygulanan elektrik alana karşı kazandıkları sürüklenme hızına mobilite denir. Taşıyıcı mobilitesi örgü sıcaklığına, elektrik alana, katkılama oranına ve yarıiletken malzemenin kalitesine bağlıdır.

Elektron gibi yüklü taşıyıcılara bir alan uygulandığında bir akım meydana gelir. Elektronların alandan dolayı kazandığı ortalama hız $\langle v_s \rangle$ olmak üzere birim alana düşen akım yoğunluğu;

$$J = qn\langle v_s \rangle \quad (3.1)$$

olarak verilir. Eğer uygulanan elektrik alan, kaldırılırsa ortalama taşıyıcı hızı enerji bağlı durulma zamanı τ ile 0'a doğru azalır. Dış elektrik alan tarafından üretilen kararlı durum akımı aşağıdaki birinci dereceden diferansiyel kuvvet denkleminden elde edilebilir.

$$m^* \frac{d\langle v_s \rangle}{dt} + m^* \frac{\langle v_s \rangle}{\tau} = qE \quad (3.2)$$

burada m^* elektronun etkin kütlesi, τ durulma zamanı, ve E elektrik alan şiddetidir. Elektronların elektrik alandan dolayı kazandığı sürüklenme hızı,

$$\langle v_s \rangle = \frac{q\langle \tau \rangle}{m^*} E = \mu E \quad (3.3)$$

burada μ_n alana bağılı elektron mobilitesidir. Akım yoğunluğu;

$$J = qn\langle v_s \rangle = q^2 \left(\frac{n\langle \tau \rangle}{m^*} \right) E = \sigma E \quad (3.4)$$

şeklinde elde edilir. Burada σ elektriksel iletkenlik olup $\sigma = q^2 n \langle \tau \rangle / m^*$ dir. Bu model ile taşıyıcıların elektriksel iletkenliği, elektronların ortalama hızı ve elektrik alana karşı taşıyıcıların hareketliliği yani mobilitesi hakkında bilgi elde edilir. Burada mobilite aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$\mu = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle \quad (3.5)$$

3.1 Basit Paralel İletim Ayrıştırma Yöntemi (SPCEM)

İki boyutlu transport özelliğine sahip yarıiletkenlerde transport hem iki boyutlu hem de bulk taşıyıcılar tarafından sağlanabilir. İki boyutlu taşıyıcıları bulk taşıyıcılardan ayırmak için basit ve kullanışlı olan SPCEM yöntemi Lisesivdin ve arkadaşları tarafından sunulmuştur [35]. Lisesivdin ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda SPCEM uygulaması için bazı yaklaşımlarda bulunmuşlardır. i-HEMT yapılarında iletkenliğe iki temel katkı vardır: 2BEG ve bulk taşıyıcılar. ii-Düşük sıcaklıklarda bulk taşıyıcıların donmuş olduğu kabul edildiğinden düşük sıcaklıkta ölçülen taşıyıcı yoğunluğu sadece 2BEG'dir. iii-2BEG sıcaklıktan bağımsız olduğundan, sıcaklığa bağılı ölçülen taşıyıcılar termal aktivasyondan dolayı sadece bulk taşıyıcılardır. iv- 2BEG ve bulk taşıyıcı yoğunlukları hemen hemen aynı mertebededir.

Hall ölçümlerinde en düşük sıcaklıkta, $n_{2D} = n_H$ alınmış ve bu değer (sıcaklıktan bağımsız olan) 2BEG taşıyıcı yoğunluğu olarak tüm sıcaklıklar için kullanılmıştır. Bulk taşıyıcı yoğunluğu ise $n_{Bulk} = n_H - n_{2D}$ şeklinde

hesaplanmıştır. Bu iki değer ve Hall mobilitesi (μ_H) kullanılarak 2BEG taşıyıcıların mobilitesi (μ_{2D}) ve bulk taşıyıcıların mobilitesi (μ_{Bulk}), aşağıdaki eşitliklerle elde edilmiştir.

$$\mu_{2D} = \mu_H \sqrt{\frac{n_H}{n_{2D}}} \quad \mu_{Bulk} = \mu_H \frac{n_H - n_{2D}}{n_H} = \mu_H \frac{n_{Bulk}}{n_H} \quad (3.6)$$

3.2 Saçılma Mekanizmaları

Uygulana elektrik alan tarafından ivme kazanan taşıyıcılar yarıiletkendeki kusurlar, safsızlıklar ve örgü titreşimleri gibi mekanizmalar tarafından çeşitli saçılmalara maruz kalırlar. Saçılmaya maruz kalan taşıyıcıların enerjisinde ve momentumunda azalma olur ve buna bağlı olarak mobilitesi de değişir. Elektron mobilitesi ile durulma zamanı arasında ki ilişki denklem (3.5) ile verilmektedir.

Elektronun hareketi farklı saçılma mekanizmaları tarafından sınırlandırılıyor ve bu saçılmalar birbirinden bağımsız olduğu kabul edilirse, toplam mobilite Matthiessen's kuralı ile hesaplanabilir [36].

$$\frac{1}{\mu_i} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (3.7)$$

Burada, i her bir saçılma mekanizması göstermektedir.

Bu tez kapsamında incelenen AlInGaN/GaN heteroeklemlili yapılarda oluşan 2BEG mobilitesi hesaplanırken ara yüzey pürüzlülüğünden (IFR) kaynaklanan saçılma, akustik fonon saçılması, optik fonon saçılması, alaşım düzensizliği saçılması, dislokasyon saçılması ve iyonize safsızlık saçılmaları dikkate alınmıştır.

3.2.1 Ara Yüzey Pürüzlülüğünden Kaynaklanan Saçılma

Ara yüzey, örgü sabitleri ve kristal yapıları birbirinden farklı iki materyalin bir araya gelmesi ile oluşur. Kristal büyütme tekniklerindeki gelişime rağmen potansiyel dalgalanmalarının olmadığı, mükemmel arayüzeyle heteroyapıları büyütme, yarıiletken büyütmelerinde karşılaşılan zorluklardan biridir.

İdeal olmayan büyütme koşulları ya da tabakaların üst üste gelmesi sırasında arayüzeyde meydana gelen geometrik düzensizlikler o bölgede bulunan elektronların hareketliliğini sınırlayarak, elektronların saçılmasına neden olur. Arayüzey pürüzlülüğünden kaynaklanan mobilite [37];

$$\mu_{IFR} = \left(\frac{2\varepsilon_s}{e^2 n_s \Lambda \Delta} \right)^2 \frac{m^*}{\hbar^3 J_{IFR}} \quad (3.8)$$

ile verilir. Burada n_s iki boyutlu taşıyıcı yoğunluğu, Δ ortalama sapma uzunluğu, Λ arayüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğu, ε_s ise GaN'ın statik dielektrik sabiti ve m^* etkin küttedir. J_{IFR} integrali ise aşağıda verilmektedir.

$$J_{IFR} = \int_0^{2k} \frac{\exp(-q^2 \Lambda^2 / 4)}{k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^4 dq \quad (3.9)$$

Burada da $q = 2k \sin(\theta/2)$ olup θ saçılma açısı ve k dalga vektörüdür. q_s ise iki boyutta perdeleme dalga vektörü olup,

$$q_s = \frac{e^2 m^*}{2\pi \hbar^3 \varepsilon_s} F(q) f(0) \quad (3.10)$$

eşitliği ile tanımlıdır. Burada $F(q)$ form faktörü olup [38];

$$F(q) = \frac{8 + 9(q/b) + 3(q/b)^2}{8[1 + (q/b)]^3} \quad (3.11)$$

ile tanımlıdır. $f(0)$ ise elektronlar tarafından dolu olma olasılığı olup, tüm elektronların Fermi enerjisinde olduğu kabul edilmiş ve 1 alınmıştır. b faktörü ise Fang-Howard eşitliği olarak bilinir [37] ve aşağıdaki eşitlik ile verilir.

$$b = \left(\frac{33e^2 m^* n_s}{8\epsilon_s \hbar^2} \right)^{1/3} \quad (3.12)$$

3.2.2 Akustik Fonon Saçılması

Kristal yapılarda atomlar ortamdaki ısısal enerji veya diğer parçacıklardan soğurduğu enerjiler ile buldukları denge konumu etrafında titreşirler. Kristal örgüde atomların yaptığı bu titreşimler kuantumlanmıştır. Örgü titreşimlerinin kuantumlanmasına fonon denir. Fononlar, akustik ve optik fonon olmak üzere iki isimde adlandırılmaktadır.

Bir kristal yapıda akustik fononlar taşıyıcıları iki farklı ve birbirinden bağımsız yolla saçarlar. Yarıiletkenlerdeki elektronlar akustik modlarla ya deformasyon potansiyeli üzerinden ya da piezoelektrik etkileşme yoluyla elektrostatik olarak etkileşebilirler.

Bir kristalde, herhangi bir dış etki olmadığında bile örgü noktalarındaki iyonlar titreşirler. Bu titreşim hareketi, yapı içerisinde bir elektrik alan meydana getirir ve bu etki elektronların hareketini etkileyerek saçılmalarına neden olur. Fononlar bu durumda kristal yapının belli bölgesinde gevşeme veya sıkışma yaratır. Böylece örgü sabitinde meydana gelen değişimler kristal potansiyelinin periyodikliğini değiştirir. Deformasyon potansiyeli olarak bu dalgalanmaların neden

olduğu saçılmadan kaynaklanan mobilite [38],

$$\mu_{DP} = \frac{16\rho e \mathcal{G}_1^2 \hbar^3}{3\Xi^2 k_B T m^{*2} b J_{DP}} \quad (3.13)$$

eşitliği ile verilir. Burada \mathcal{G}_1 , boyuna akustik fonon hızı, ρ kristalin yoğunluğu, k_B Boltzmann sabiti, k elektron dalga vektörü ve m^* etkin küttedir. J_{DP} bir integral sabiti olup aşağıdaki denklem ile verilir.

$$J_{DP} = \int_0^{2k} \frac{q^4}{2\pi k^3 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} dq \quad (3.14)$$

GaN gibi birim hücre başına iki veya daha fazla atom içeren bazı yarıiletkenlerde terslenme simetrisi yoktur. Bu kristallerde, fononlar tarafından oluşturulan zorlama, iyonları polarize ederek zaman ve konuma göre değişen bir iç elektrik alan oluştururlar. Bu oluşan elektrik alanın etkisinde elektronlar saçılmaya uğrar. Bu saçılmaya piezoelektrik saçılması denir. İyonik özelliği yüksek olan yarıiletkenlerde piezoelektrik saçılması baskındır. Piezoelektrik saçılmadan kaynaklanan mobilite [38];

$$\mu_{PE} = \frac{\pi \varepsilon_s \hbar^3 k}{e K^2 k_B T m^{*2} J_{PE}} \quad (3.15)$$

eşitliğinde K , elektromekaniksel çiftlenim katsayısıdır. Elektromekaniksel çiftlenim katsayısının karesi

$$K^2 = \frac{\varepsilon_{LA}^2}{\varepsilon_s c_{LA}} + \frac{\varepsilon_{TA}^2}{\varepsilon_s c_{TA}} \quad (3.16)$$

eşitliği ile verilir. Bu eşitlikte ε_{LA} ve ε_{TA} etkin piezoelektrik kasayıları, c_{LA} ve c_{TA} ise ortalama elastik sabitleridir. J_{PE} integrali ise aşağıdaki eşitlikle verilmektedir.

$$J_{PE} = \int_0^{2k} \frac{F(q)}{k^2 (q + q_s)^2 \sqrt{1 - (q/2k)^2}} q^3 dq \quad (3.17)$$

3.2.3 Optik Fonon Saçılması

Optik fonon saçılması, nitrürler gibi polar yarıiletkenlerdeki bağların iyonikliğinden kaynaklanan örgü titreşimlerinin ortaya çıkardığı elektrik alanla, hareketli yükler arasındaki etkileşimden kaynaklanır. Optik fononlar akustik fononlara göre daha yüksek frekanslı yani daha yüksek enerjilidir. Optik fonon saçılmasından kaynaklanan mobilite aşağıdaki denklemlerle verilmektedir [38].

$$\mu_{LO} = \frac{4\pi\varepsilon_p \hbar^2}{e\omega m^* L} [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1] \quad (3.18)$$

$$\frac{1}{\varepsilon_p} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \quad (3.19)$$

olup, ε_∞ ve ε_s sırasıyla GaN yarıiletkenin yüksek ve düşük frekanslardaki dielektrik sabitleridir. L ise 2-boyutlu üçgen kuantum kuyusunun genişliğidir.

3.2.4 Alaşım Saçılması

Bariyer tabakasının potansiyeli sonlu olmasından dolayı 2BEG'dan bariyere sızan elektronlar saçılırlar ve bu saçılmaya alaşım saçılması denir. Alaşım saçılmasından kaynaklanan mobilite [30];

$$\mu = e \left[\frac{\Omega}{\hbar^3} [x(1-x-y)(1-y)\Delta V_{Al-Ga}^2 + y(1-x-y)(1-x)\Delta V_{In-Ga}^2 + xy(x+y)\Delta V_{Al-In}^2 + 2xy(1-x-y)(\Delta V_{Al-Ga}\Delta V_{In-Ga} + \Delta V_{Al-Ga}\Delta V_{Al-In} - \Delta V_{In-Ga}\Delta V_{Al-In})] \frac{K_b P_b^2}{2} \right] - 1 \quad (3.20)$$

eşitliği ile verilir. Burada Ω (GaN) birim hücrenin hacmidir. $\langle \Delta V \rangle$, InN, GaN ve AlN arasındaki iletkenlik-bant ofset değerleri olup, enerji bant aralıkları arasındaki farktır [30]. İki boyutlu elektronların bariyere sızma olasılığı P_b ve K_b ise sırasıyla aşağıdaki eşitliklerde sırasıyla verilmektedir.

$$P_b = \frac{(NZ_0)^2}{K_b} \quad Z_0 = \frac{2}{\left(b + K_b \frac{m_a}{m_b}\right)} \quad N = \sqrt{\frac{b^3}{2} \left[\frac{1}{\left(1 + bZ_0 + \frac{1}{2}b^2Z_0^2 \left(1 + \frac{b}{K_b}\right)\right)^{\frac{1}{2}}}\right]} \quad (3.21)$$

$$K_b = 2 \sqrt{\frac{2m^* \Delta E_c}{\hbar^2}} \quad (3.22)$$

Bariyer ile kuyu arasındaki iletim bant farkı;

$$\Delta E_c = 0.7 \left(E_g(\text{AlInGaN}) - E_g(\text{GaN}) \right) \quad (3.23)$$

denklemleri ile verilir ve bariyerin enerji bant aralığı Vegards yasası ile hesaplanır [30].

3.2.5 Dislokasyon Saçılması (3D)

Alttabaka ile III-V grubu yarıiletkenler arasındaki büyük örgü uyumsuzluğundan dolayı (GaN ile safir arasındaki örgü uyumsuzluğu %14'tür) büyük yoğunluklu dislokasyonlar ortaya çıkar. Dislokasyonlar çizgisel kusur olarak

bilinirler ve bu kusurlar taşıyıcıları saçarak taşıyıcı mobilitesini azaltırlar. Dislokasyon saçılmasından kaynaklanan mobilite [39];

$$\mu_{dis} = \frac{30\sqrt{2\pi}(\epsilon_0)^2 a^2 (k_B T)^{3/2}}{N_{dis} m^{*1/2} e^3 f^2 L_D} \quad (3.24)$$

ile ifade edilir. Burada N_{dis} , dislokasyonların yoğunluğu, L_D debye uzunluğudur. f ise Weimann ve arkadaşları tarafından hesaplanmış dolu durumların kesri [40], a ise materyaldeki etkin Bohr yarıçapıdır [41].

3.2.6 İyonize Safsızlık Saçılması (3D)

Kusurlar veya katkılanan safsızlıklar tarafından oluşturulan yüklü merkezlerin uzun mesafeli Coulomb potansiyelinin taşıyıcıları saptırması ile oluşur. İyonize safsızlık saçılmasından kaynaklanan saçılma [39].

$$\mu_{ii} = \frac{128\sqrt{2\pi}\epsilon^2 (k_B T)^{3/2}}{N_i Z^2 e^3 (m^*)^{1/2} [\ln(1+y) - \frac{y}{1+y}]} \quad (3.25)$$

$$y = \frac{24\epsilon m^* (k_B T)^{3/2}}{\hbar^2 e^2 n_s} \quad (3.26)$$

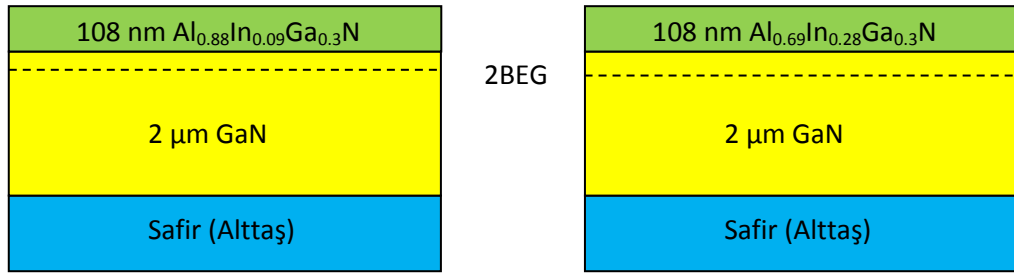
eşitliği ile verilir. Burada N_i safsızlık yoğunluğudur.

Tablo 3.1 Teorik hesaplarda kullanılan GaN parametreleri [42].

Elektronun etkin kütlesi (m_0)	$m^* = 0.22$
Yüksek frekans dielektrik sabiti (ϵ_∞)	$\epsilon_\infty = 5.35$
Statik dielektrik sabiti (ϵ_0)	$\epsilon_s = 8.9$
LO-fonon enerjisi (meV)	$\hbar\omega = 92$
Boyuna akustik fonon hızı (m/s)	$v_L = 6.56 \times 10^3$
Kristalin yoğunluğu (kg/m^3)	$\rho = 6.15 \times 10^3$
Deformasyon potansiyeli (eV)	$\Xi = 8.3$
Elektromekaniksel çiftlenim sabiti	$K^2 = 0.039$
Elektron dalga vektörü (m^{-1})	$k = 7.27 \times 10^8$
Çizgisel yük yoğunluğu (C m^{-1})	$\rho_L = 3.085 \times 10^{-10}$
Kristalin dielektrik sabiti (F.m^{-1})	$\epsilon = 8.58 \times 10^{-11}$

4. Deneysel Detaylar

Bu tez çalışmasında, $\text{Al}_{0.88}\text{In}_{0.09}\text{Ga}_{0.03}\text{N}/\text{GaN}$ ve $\text{Al}_{0.69}\text{In}_{0.28}\text{Ga}_{0.03}\text{N}/\text{GaN}$ iki farklı bariyer tabakasına sahip heteroeklem yapıların transport özellikleri incelenmiştir. Her iki yapı da safir (Al_2O_3) alttabakanın c-(0001) düzlemi üzerine MOCVD yöntemi ile büyütülmüştür. Bu örneklerin Hall etkisi ölçümleri Van der Pauw geometrisinde 12-350 K sıcaklık aralığında yapılmıştır. Yapılan teorik saçılma (dislokasyon) hesaplarında kullanılan kenar ve vida dislokasyon değerleri simetrik (002) ve asimetrik (102) x-ışını ölçümlerinden elde edilmiştir. İncelenen örneklerin yapıları Şekil 4.1’ de şematik olarak gösterilmiştir.



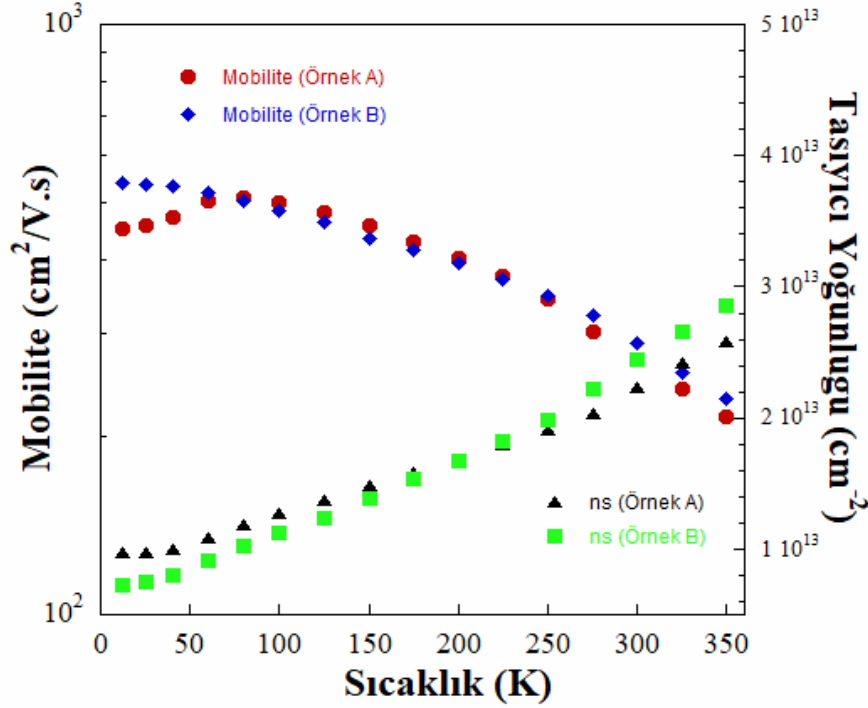
Şekil 4.1: Örneklerinin şematik gösterimi

4.1 Deneysel Sonuçlar ve Hesaplar

Örneklerin sıcaklığa bağlı iletim özellikleri (mobiliteleri, taşıyıcı yoğunlukları) Bilkent Üniversitesi NANOTAM laboratuvarlarında kapalı-devirli He soğutuculu Lake Shore Hall etkisi ölçüm sistemi kullanılarak 12-350 K sıcaklıkları arasında ölçüldü. Hall etkisi ölçümlerinde kullanılan örnekler Ti/Al/Ti/Al (30/100/30/30 nm) omik kontaklar buharlaştırılarak Van der Pauw geometrisinde hazırlandı.

Şekil 4.2 her iki örnek için mobilite ve 2BEG taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimlerini göstermektedir. Oda sıcaklığında A ve B yapıları için Hall

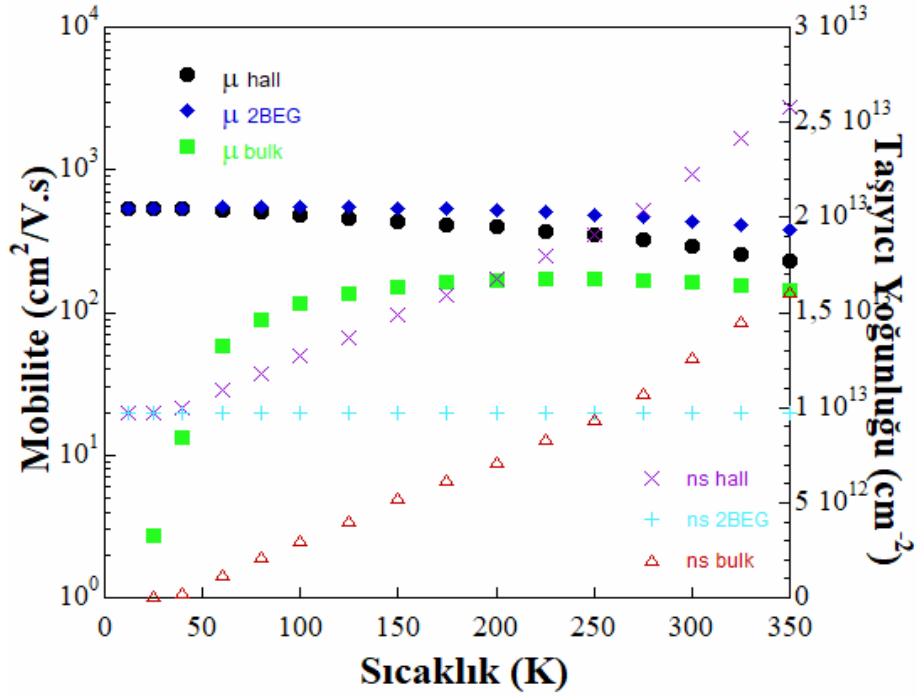
mobilitesi sırasıyla $232 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ve $350 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ olarak ölçülürken, düşük sıcaklıkta (12 K) $538 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ve $450 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ olarak ölçülmüştür. Oda sıcaklığında 2BEG'daki taşıyıcı yoğunlukları sırasıyla 2.58×10^{13} ve $2.86 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ olarak ölçülmüştür. Sıcaklık azaldıkça bu değerler de azalmakta ve en düşük sıcaklıkta 9.69×10^{12} ve $7.26 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ değerlerine düşmektedirler. 2BEG taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklık ile artması AlInGaN/GaN arayüzeyinde oluşan taşıyıcıların yanında, GaN tarafında sıcaklık artışı ile aktive olan bulk taşıyıcıların varlığını göstermektedir. 2BEG sıcaklıktan bağımsız olduğundan, şekilden de anlaşılacağı üzere iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (bulk) kanallardan gelen katkı taşıyıcı mobilitelerini belirlemektedir. Tabaka dirençleri ise A ve B örnekleri için oda sıcaklığında sırasıyla $1045 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ ve $1012 \text{ } \Omega/\text{sqr}$ olarak ölçülmüştür.



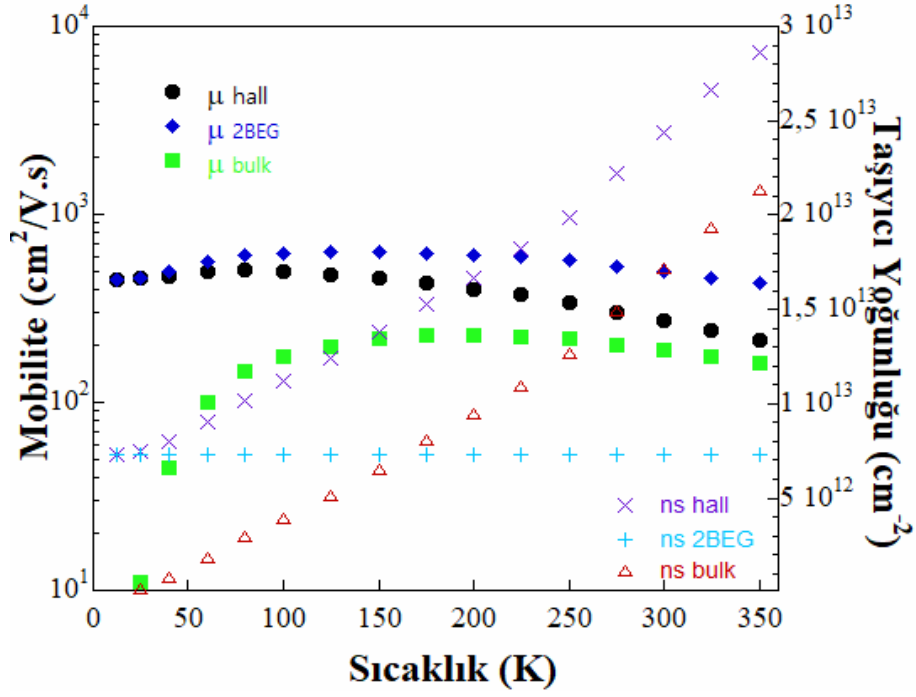
Şekil 4.2: A ve B örnekleri için Mobilitite ve Taşıyıcı Yoğunluklarının sıcaklığa bağlı grafiği.

2BEG'nin sıcaklık ile artmasından dolayı, bulk taşıyıcılarından iki boyutlu taşıyıcıları ayırtmak için, Hall ölçümlerine Basit Paralel İletim Ayırıştırma Yöntemi (SPCEM) uygulanarak iki boyutlu (2B) ve üç boyutlu (bulk) kanalların sıcaklığa bağlı mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunlukları elde edilmiştir. Şekil 4.3 A örneği için ve Şekil 4.4 B örneği için SPCEM ile ayırıştırılan mobilitite ve taşıyıcı

yoğunluklarını göstermektedir. Şekillerden de görüldüğü üzere B örneğinin taşıyıcı yoğunluğundaki artış A örneğinin taşıyıcı yoğunluğundaki artıştan daha fazladır. Bu yöntemde en düşük sıcaklık değerine karşılık gelen taşıyıcı yoğunlukları (A ve B örnekleri için sırasıyla 9.69×10^{12} ve $7.26 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) teorik hesaplarımızda 2BEG olarak kullanılmıştır. Aradaki fark ise bulk taşıyıcılarına karşılık gelmektedir.

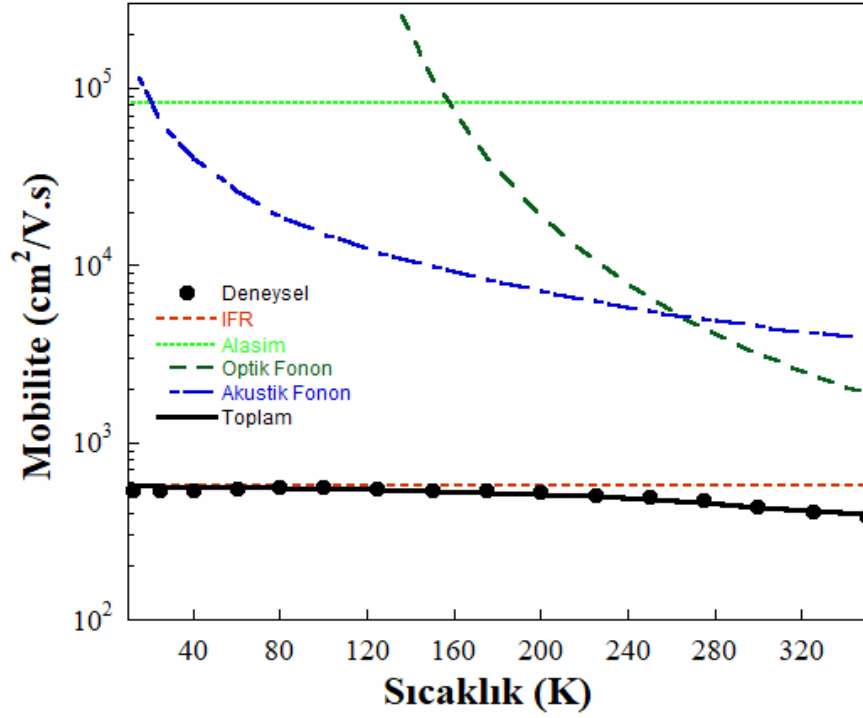


Şekil 4.3: A örneğinin SPCEM ile ayrıştırılan mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu.



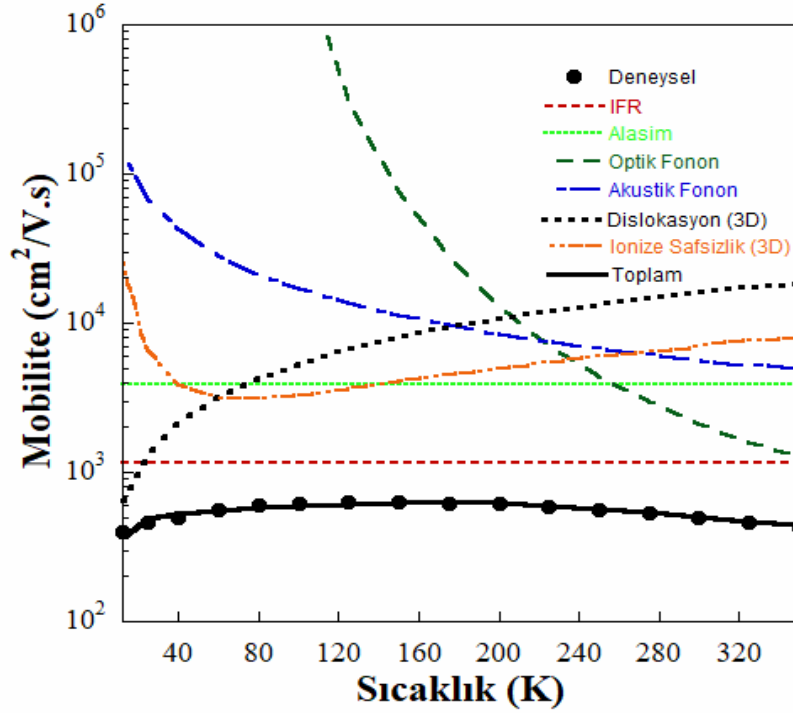
Şekil 4.4: B örneğinin SPCEM ile ayrıştırılan mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu.

SPCEM'den elde edilen değerler kullanılarak, elektronun Hall mobilitesi üzerine saçılma mekanizmalarının etkisi incelenerek teorik hesaplar yapıldı. Akustik fonon, optik fonon, alaşım, dislokasyon ve ara yüzey pürüzlülüğünden (IFR) kaynaklanan saçılmalar göz önüne alınarak yapılan teorik hesaplar ve deneysel sonuçlar her bir örnek için ayrı şekillerde verildi. Şekil 4.5 A örneği için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen Hall mobilitelerin sıcaklığa bağlı karşılaştırılması göstermektedir. Şekilde görüldüğü üzere düşük sıcaklık ve ara sıcaklıklarda Hall mobilitesi tamamen IFR saçılması tarafından sınırlanırken, yüksek sıcaklıklarda IFR saçılmasının yanında optik fonon saçılmasında baskın olduğu gözlemlendi.



Şekil 4.5: A örneği için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen Hall mobilitelerinin sıcaklığa bağlı karşılaştırılması.

Şekil 4.6 ise B örneği için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen Hall mobilitelerinin sıcaklığa bağlı karşılaştırılmasını göstermektedir. B örneğinde A örneğinden farklı olarak düşük sıcaklıkta mobilitenin bulk davranışı sergilemekte 150 K'den sonra sıcaklık ile azalmaktadır. Bu davranıştan, düşük sıcaklıklarda, sıcaklık artışıyla safsızlıkların aktive olması düşünüldüğünden iki boyutlu saçılmalara ek olarak bulk yapılar için kullanılan ionize safsızlık ve dislokasyon saçılmaları teorik hesaplara dahil edilmiştir [15]. Ve toplam mobilitenin bulk ve iki boyutlu saçılmaların kombinasyonu şeklinde hesaplanmıştır. Şekil 4.6'dan, düşük sıcaklıklarda dislokasyon ve IFR saçılmaları baskın mekanizma iken ara sıcaklıklarda baskın IFR saçılmasına ek olarak dislokasyon, ionize safsızlık ve alaşım saçılmalarının da etkisi olduğu görülmektedir. Yüksek sıcaklıklarda ise optik fonon ve IFR mobiliteleri sınırlandıran saçılma mekanizmalarıdır.



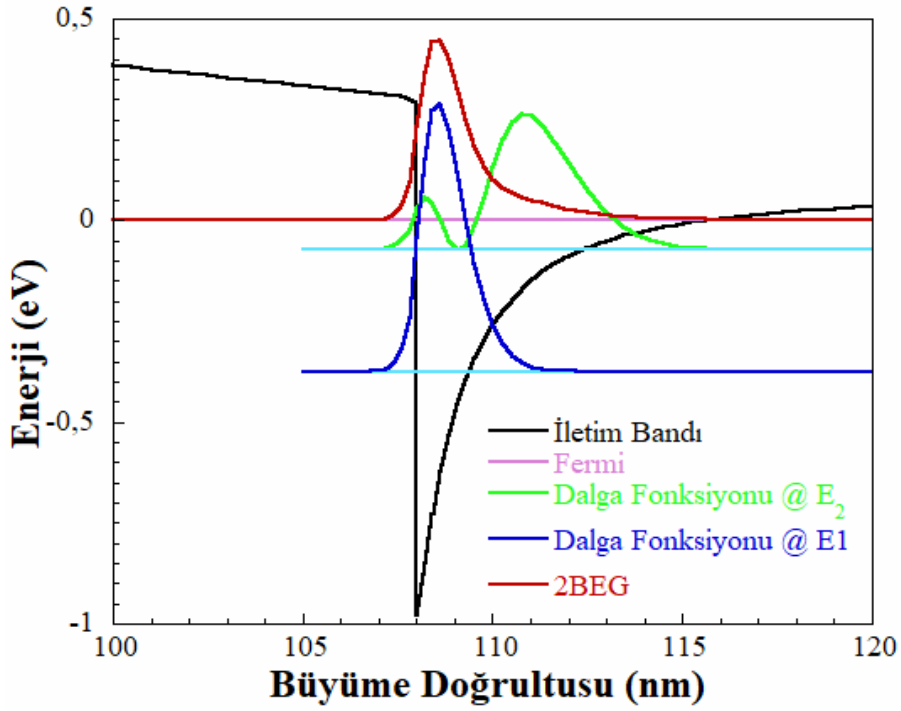
Şekil 4.6: B örneği için teorik olarak hesaplanan ve ölçülen Hall mobilitelerin sıcaklığa bağlı karşılaştırılması.

Teorik hesaplamalar sonucunda B örneğinde alaşım saçılmasının etkisinin ($3899 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) A örneğine ($8657 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) göre daha fazla olduğu görülmektedir. B örneğinde Al alaşım oranı azalmış (0.8775 değerinden 0.687 değerine düşmüş) In alaşım oranı ise artmıştır (0.0945 değerinden 0.285 değerine yükselmiş). In alaşım oranının artması ile bariyer yüksekliği azalmakta ve bariyere sızan taşıyıcıların sayısı artmakta bundan dolayı da taşıyıcılar alaşım tarafından daha fazla saçılmaktadır.

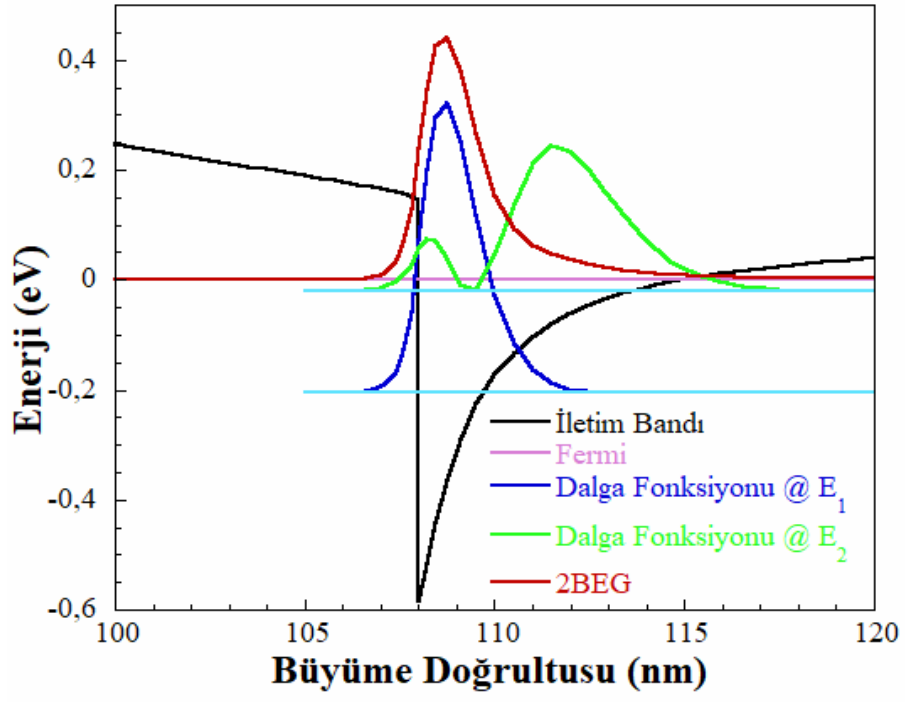
Şekillerden görüldüğü gibi B örneğinde A örneğine göre IFR'nin etkisi azalmaktadır. A örneği için $576 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ iken B örneği için $1170 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ olarak hesaplanmıştır. IFR saçılmasını belirleyen en önemli parametrelerinden biri olan Λ : ara yüzey düzleminde düzgün oranda sapma uzunluğu her iki örnek için 2,5 nm alındı. Diğer önemli parametre olan Δ : ortalama sapma uzunluğu, A örneği için 0.6 nm, B örneği için 0.55 nm olarak hesaplarda kullanıldı. Bu değerlerin küçük olması arayüzeyin azda olsa daha iyileştiğini göstermektedir.

Şekil 4.7 ve şekil 4.8 A ve B örnekleri için 1-boyutlu çizgisel olmayan kendi içinde tutarlı (self-consistent) Schrödinger–Poisson denkleminin çözümünden

hesaplanan, enerji bant profilleri, bağılı enerji seviyeleri, dalga fonksiyonları ve taşıyıcı yoğunluklarını göstermektedir. Her iki örnek için, iki enerji düzeyinin işgal edildiği şekillerden görülmektedir. Ancak 1. enerji düzeyinde yükün bulunma olasılığının daha yüksek olmasından dolayı bantlar arası saçılmalar dikkate alınmamıştır. A örneği için bariyer yüksekliği daha fazla olduğundan bariyere sızan taşıyıcıların sayısı B örneğine göre daha az olup alaşım saçılması hesaplarıyla tutarlı bir davranış sergilemektedir.



Şekil 4.7: A örneği için hesaplanan enerji bant profili, dalga fonksiyonları ve taşıyıcı yoğunluğunun uzaysal dağılımı.



Şekil 4.8: B örneği için hesaplanan enerji bant profili, dalga fonksiyonları ve taşıyıcı yoğunluğunun uzaysal dağılımı.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışmasında, Metal Organik Kimyasal Buhar Biriktirmesi (MOCVD) yöntemiyle safir üzerine büyütülen ve farklı alaşım oranlarında iki adet AlInGaN dördü heteroyapıların transport özellikleri deneysel ve teorik olarak sunuldu. Örneklerin sıcaklığa bağlı transport özellikleri (mobiliteleri, taşıyıcı yoğunlukları) Bilkent Üniveristesi NANOTAM laboratuvarlarında Hall etkisi ölçüm sistemi kullanılarak 12-350 K sıcaklıkları arasında ölçüldü. Hall ölçümlerine SPCEM uygulanarak 2B ve bulk kanalların sıcaklığa bağlı mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunlukları elde edildi. SPCEM'den elde edilen değerler kullanılarak saçılma mekanizmaları teorik olarak detaylı bir şekilde incelendi. Her iki örnekte de mobiliteleri sınırlayan ana saçılma mekanizmasının IFR olduğu tespit edildi. A örneğinin mobilitelerinin sıcaklık bağımlılığı ağırlıklı olarak 2B transport davranışı gösterirken, B örneğinde özellikle düşük sıcaklıklarda bulk iletiminin toplam iletme katkısının olduğu görüldü. Tablo 5.1'de her iki örnek için Hall ölçümlerinden elde edilen mobiliteler, taşıyıcı yoğunluğu ve tabaka dirençleri verilmektedir.

Tablo 5.1 Örnek A ve B için düşük ve oda sıcaklık değerlerinde mobiliteler, taşıyıcı yoğunluğu, tabaka direnci

Örnek	350K- mobiliteler (cm ² /V.s)	12K- mobiliteler (cm ² /V.s)	300K-n _s (x10 ¹³ cm ⁻²)	12K-n _s (x10 ¹³ cm ⁻²)	300K- Tabaka direnci (Ω/sqr)	12K- Tabaka direnci (Ω/sqr)
A	232	538	2.58	0.969	1045	1199
B	216	450	2.86	0.726	1012	1912

Yapılan teorik hesaplamalar sonucunda In alaşım oranının artması ile bariyer yüksekliğinin azaldığı bundan dolayı bariyere sızan taşıyıcıların alaşım tarafından daha fazla saçıldığı görülmektedir. Bu yorumları desteklemek için incelenen

örneklerin 1-boyutta Self-uyumlu Schrödinger denklemlerinin çözümlerinden enerji bant profilleri, bağlı enerji seviyeleri, dalga fonksiyonları ve taşıyıcı yoğunlukları elde edildi. Bu çözümlerden, A örneği için bariyer yüksekliğinin daha fazla olduğu bariyere sızan taşıyıcıların sayısının B örneğine göre daha az olduğu ve bu durumun alayım saçılması hesaplarıyla tutarlı bir davranış sergilediği görüldü.

Yapılan bu çalışmada mobilite değerinin yüksek olmadığı ancak yapılacak birkaç optimizasyonla daha kaliteli örneklerin yapılabileceği öngörülmektedir. Bunlardan biri, alayım saçılmasının etkisini azaltmak ve arayüzeyi iyileştirmek için AlInGaN bariyer ile GaN arasına ince AlN spacer tabaka koymak, bir diğeri GaN kuyu yerine InGAN veya InN gibi örgü uyumuna yakın kuyu kullanmak daha yüksek mobiliteli durumlar elde edilmesini sağlayabilir. Bununla beraber büyütme şartlarında yapılacak optimizasyonlarla arayüzeyin daha düzgün olması ile arayüzey pürüzlülüğü saçılmasının etkisinin azaldığı farz edilirse, sadece optik fonon ve akustik fonon gibi içsel mekanizmaların baskın olduğu daha yüksek mobiliteli durumlar da elde edilebilir.

6. KAYNAKLAR

- [1] Morkoç H., *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*, Wiley- VCH, Berlin, Vols. I–III (2008).
- [2] Wu Y.-F., Keller B.P., Fini P., Keller S., Jenkins T.J., Kehias L.T., Denbaars S.P., Mishra U.K., “High Al-content AlGaN/GaN MODFETs for ultrahigh performance”, *IEEE Electron. Device Lett.* 19, 50 (1998).
- [3] Smorchkova I.P., Chen L., Mates T., Shen L., Heikman S., Moran B., Keller S., Den S.P., Baars, J.S. Speck, Mishra U.K., “AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy”, *J. Appl. Phys.* 90, 3998 (2001).
- [4] Cao Y., Jena D., “High-mobility window for two-dimensional electron gases at ultrathin AlN/GaN/AlN/GaN heterojunctions”, *Appl. Phys. Lett.* 90, 182112 (2007).
- [5] Simin G., Hu X.H., Taraku A., Zhang J.P., Koudymov A., Saygi S., Yang J.W., Khan A., Shur M.S., Gaska R., “Mobility limiting scattering mechanisms in nitride based two dimensional heterostructures with the InGaN channel”, *Jpn. J. Appl. Phys.* 40, 1142 (2001).
- [6] Gökden S., Tülek R., Teke A., Leach J.H., Fan Q., Xie J., Özgür Ü., Morkoç H., Lisesivdin S. B. and Özbay E., “Mobility limiting scattering mechanisms in nitride-based two dimensional heterostructures with InGaN channel”, *Semicond. Sci. Technol.* 25, 045024 (2010).
- [7] Kuzmík J., “Power electronics on InAlN/(In)GaN:Prospect for a record performance”, *IEEE Trans. Electron. Dev.* 22, 510 (2001).
- [8] Kuzmík J., “InAlN/(In)GaN high electron mobility transistors”, *Semicond. Sci. Technol.* 17, 540 (2002).
- [9] Dadgar A., Schulze F., Bläsing J., Diez A., Krost A., Neuburger M., Kohn E., Daumiller I., Kunze M., “Intrinsic degradation mechanism of nearly lattice matched InAlN layers grown on GaN substrate”, *Appl. Phys. Lett.* 85, 5400 (2004).

- [10] Gonschorek M., J.-F. Carlin, Feltin E., Py M.A., Grandjean N., “High electron mobility lattice matched AlInN/GaN field effect transistor heterostructures” *Appl. Phys. Lett.* 89, 062106 (2006).
- [11] Xie J., Ni X., Wu M., Leach J.H., Özgür Ü., Morkoç H., “Electron mobility in InGaN channels heterostructure field effect transistor structures with different barriers”, *Appl. Phys. Lett.* 91, 132116 (2007).
- [12] Butté R., Carlin J.-F., Feltin E., Gonschorek M., Nicolay S., “Current status of AlInN layers lattice matched to GaN for photonics and electronic”, *J. Phys. D* 40, 6328 (2007).
- [13] Jeganathan K., Shimizu M., Okumura H., Yano Y., Akutsu N., “Lattice-matched InAlN/GaN two-dimensional electron gas with high mobility and sheet carrier density by plasma-assisted molecular beam epitaxy”, *J. Cryst. Growth* 304, 342 (2007).
- [14] Tulek R., Ilgaz A., Gokden S., Teke A., Ozturk M.K., Kasap M., Ozcelik S., Arslan E., Ozbay E., “Yüksek Kaliteli AlGaN/AlN/GaN ve AlInN/AlN/GaN İki Boyutlu Elektron Gazı Heteroyapıların Transport Özelliklerinin Karşılaştırılması”, *J. Appl. Phys.* 105, 013707 (2009).
- [15] Teke A., Gökden S., Tulek R., Leach J. H., Fan Q., Xie J., Özgür Ü., Morkoç H., Lisesivdin S. B. and Özbay E., “The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures”, *New Journal of Physics*, 11, 063031 (2009).
- [16] Lisesivdin S.B., Tasli P., Kasap M., Ozturk M., Arslan E., Ozcelik S., Ozbay E., “Determination of two-dimensional electron and hole gas carriers in AlGaN/GaN/AlN heterostructures grown by Metal Organic” *Thin Solid Films*, 518, 5572 (2010).
- [17] Zhang S., Li M.C., Feng Z.H., Liu B., Yin J.Y., Zhao L.C., “A 2 nm low temperature GaN spacer to improve the transport properties of two-dimensional electron gas in AlGaN/InAlN/AlN/GaN heterostructures”, *Appl. Phys. Lett.* 95, 212101 (2009).

- [18] S. Zhang, J.Y. Yin, Z.H. Feng, M.C. Li, J.Z. Wanga, L.C. Zhaoa, *Superlattice. Microst.* 48, 523 (2010).
- [19] Tülek R., Arslan E., Bayraklı A., Turhan S., Gökden S., Duygulu Ö., Kaya A. A., Fırat T., Teke A., and Özbay E., “The effect of GaN thickness inserted between two AlN layers on the transport properties of a lattice matched AlInN/AlN/GaN/AlN/GaN double channel heterostructure”, *Thin Solid Films*, 551, 146 (2014).
- [20] Çörekçi S., Dugan S., Öztürk M. K., Çetin S. Ş., Çakmak M., Özçelik S., and Özbay E., “Characterization of AlInN/AlN/GaN Heterostructures with Different AlN Buffer Thickness” , *J. Electron Mater.*, 45, 3278 (2016).
- [21] Palacios T., Rajan S., Chakraborty A., Heikman S., Keller S., Den Baars S. P., Mishra U.K., “Influence of the dynamic Access resistance in the $g_{\text{sub m/}}$ and $f_{\text{sub T/}}$ linearity of AlGaIn/GaN HEMTS”, *IEEE Trans. Electron Devices*, 52, 2117 (2005).
- [22] Liu Y., Jiang H., Arulkumaran S., Egawa T., Zhang B. and Ishikawa H., “Demonstration of undoped quaternary AlInGaIn heterostructure field effect transistor on sapphire substrate” *Applied Physics Letters*, 86, 223510 (2005).
- [23] Takamaya T., Yuri M., Itoh K., Baba T., and Harris J.S., “Analysis of phase separation region in wurtzite group in nitride quaternary material system using modified valence force field model”, *J.Cryst. Growth*, 222,29 (2001) .
- [24] Hahn H., Reuters B., Wille A., Ketteniss N., Benkhelifa F, Ambacher O., Kalisch H. and Vescan A., “First polarization-engineered compressively strained AlInGaIn barrier enhancement-mode MISHFET”, *Semicond. Sci. Technol.*, 27, 055004 (2012).
- [25] Wang R., Li G., Verma J., “220-GHz Quaternary Barrier InAlGaIn/GaN HEMTs”, *IEEE Electron Device Letters*, 32, 1215 (2011).
- [26] Lecourt F., Agboton A., Ketteniss N., “Power Performance at 40 GHz Quaternary Barrier InAlGaIn/GaN HEMT”, *IEEE Electron Device Letters*, 34, 978 (2013).

- [27] Wang R., Li G., Karbasian G., “Quaternary Barrier InAlGaN/GaN HEMTs with f_t/f_{max} 230/300 GHz”, *IEEE Electron Device Letters*, 34, 378 (2013).
- [28] Liu Y., Egawa T., Ishikawa H., Jimbo T., “High quality quaternary AlInGaN epilayers on sapphire”, *Phys. Status Solidi A*, 200, 36 (2003).
- [29] Liu Y., Egawa T., Jiang H., “Enhancement-mode quaternary AlInGaN/GaN HEMT with non-recessed-gate on sapphire substrate”, *Electron. Lett.* 42, 884 (2006).
- [30] Li Y., Zhang J., Wan W., Zhang Y., Nie Y., “Alloy disorder scattering limited mobility of two dimensional electron gas in the quaternary AlInGaN/GaN heterojunctions”, *Physica E*, 67, 77 (2015).
- [31] Zhang J., Yang X., Cheng J., Feng Y., “Enhanced transport properties in InAlGaN/AlN/GaN heterostructures on Si (111) substrates: The role of interface quality”, *Applied Physics Letters* 110, 172101 (2017).
- [32] Liu T., Jiao S., Wang D., Zhao L., Yang T., Xiao Z., “Growth and characterization of quaternary AlInGAN multiple quantum wells with different Al composition”, *Applied Surface Science*, 301, 178 (2014).
- [33] Lee S.-N., Paek H.S., Kim H., Kim K.K., “Growth and characterization of AlInGAN protective layer to suppress the thermal damage of InGaN multiple quantum well”, *Journal of Crystal Growth*, 310, 3881 (2008).
- [34] Teke A., “Hot electron light emission in GaAs/AlGaAs heterostructures”, PhD thesis at Physics Department of Essex University, UK (1997).
- [35] Lisesivdin S.B., Yildiz A., Balkan N., Kasap M., Özcelik S., Özbay E., “Scattering analysis of two-dimensional electrons in AlGaN/GaN with bulk related parameters extracted by simple parallel conduction extraction method” *J. Appl. Phys.* 108 013712 (2010).
- [36] Rode D.L. “Low field elektron transport in semiconductors and semimetals”, *Academic Press*, New York, 10, 1 (1975).

- [37] Ridley B. K., Foutz B. E., Eastman L.F., “Mobility of in bulk GaN and Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures”, *Phys. Rev. B*, 61, 16862 (2000).
- [38] Ridley B.K, “The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures”, *J.of Physics C: Solid State Physics*, 15, 5899 (1982).
- [39] Das Sarma, S., Stern, F., “Single-particle relaxation time versus scattering time in an impure electron gas” *Phys. Rev. B*, 32, 8442 (1985).
- [40] Weimann, N.G., Eastman, L.F., Doppalapudi, D., Ng, H.M. and Moustakas, T.D., *J. Appl. Phys.* 83, 3656 (1998).
- [41] Jena, D., Gossard, A.C. and Mishra, U.K., “Dipole scattering in Polarization induced III-V nitride two dimensional electron gases”, *Appl. Phys. Lett.* 76, 1 (2000).
- [42]Gokden S., Baran R., Balkan N. and Mazzucato, “The effect of interface roughness scattering on low field mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaN heterostructure” S., *Physica E*, 24, 249 (2004).